

**Kernphotoeffekt an Aluminium und Fluor
mit der Lithium-Resonanz-Strahlung**

(Auszug)

Inauguraldissertation

der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von

Eberhard Braun

aus Nürnberg

Springer-Verlag, Heidelberg

Druckort: Würzburg 1962

Als Dissertation genehmigt von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 22. 2. 1961

Dekan: Universitätsprofessor Dr. G. Hesse

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. H. Volz

Sonderdruck aus: Zeitschrift für Physik, Band 166, S. 62 — 75 (1962)



Aus dem Physikalischen Institut der Universität Erlangen

**Kernphotoeffekt an Aluminium und Fluor
mit der Lithium-Resonanz-Strahlung**

Von

EBERHARD BRAUN

Mit 5 Figuren im Text

(Eingegangen am 25. September 1961)

Mit der nahezu monochromatischen γ -Strahlung aus der Resonanz-Reaktion $\text{Li}^7(p, \gamma)$ bei 440 keV werden aus Al^{27} und F^{19} Photoprotonen ausgelöst. Gemessen wird deren Energieverteilung unter den Winkeln 30° , 90° , 150° in Kernspur-Photoplatten. Die Protonenspektren entsprechen weitgehend den Erwartungen der statistischen Theorie, jedoch treten größere Abweichungen davon bei hohen Protonen-Energien auf (Einfluß der Restkern-Niveaus bei niedriger Anregung). Die gefundene Winkelverteilung ist symmetrisch zu 90° , bei hohen Protonenenergien zeigen sich Abweichungen von der Isotropie. Unter Heranziehung bekannter Spins und Paritäten ergibt sich aus der Winkelverteilung, daß bei der Absorption dieser γ -Energie nur $E1$ - und $M1$ -Wechselwirkung vorhanden ist.

Einleitung

Unter dem Kernphotoeffekt versteht man die Abtrennung eines oder mehrerer Kernbausteine aus einem Atomkern durch ein einfallendes γ -Quant. Wie für die meisten Kernreaktionen hat man dafür zwei Modelle entwickelt, die man als Grenzfälle der Wirklichkeit ansehen kann:

1. Das Quant überträgt seine Energie einem Nukleon des Kerns, wobei der übrige Kern bis auf den entsprechenden Rückstoß unbeteiligt bleibt (sog. direkte Wechselwirkung).

2. Das γ -Quant wird vom Kern absorbiert, wobei der Kern „aufgeheizt“ wird. Deshalb können ein oder mehrere Nukleonen genügend Energie erhalten, um den Kern zu verlassen (Compound-Kern-Modell).

Nach den Ergebnissen verschiedener Autoren (siehe z.B. LEVINGER¹) ist die Vorstellung von Direktprozessen nur bei Quantenenergien über 50 MeV merklich realisiert.

Eine eingehende theoretische Behandlung des Compound-Kern-Modells stammt von WEISSKOPF^{2,3,4}. Die wesentlichen Züge dieser

¹ LEVINGER, J. S.: Nuclear Photodisintegration. London: Oxford University Press 1960.

² WEISSKOPF, V. F., and D. H. EWING: Phys. Rev. **57**, 472 (1940).

³ BLATT, J. M., and V. F. WEISSKOPF: Theoretical Nuclear Physics. New York: J. Wiley 1952.

⁴ DIVEN, B. C., and G. M. ALMY: Phys. Rev. **80**, 407 (1950).

Theorie sind: Der Ausgangskern wird durch die Absorption des γ -Quants hoch angeregt, sein Zerfall unter Emission eines Protons kann zum Grundzustand sowie zu den verschiedenen Anregungszuständen des Restkerns führen. Von der durch das γ -Quant eingebrachten Energie wird dabei ein Teil zur Aufbringung der Ablösearbeit für das emittierte Teilchen aufgebraucht, der Rest teilt sich auf in die kinetische Energie des Teilchens und die Anregungsenergie des Restkerns. Dieser Restkern wird dabei nach dem statistischen Modell des Atomkernes behandelt. Daraus ergibt sich, daß die Aussagen dieser Theorie nur im Bereich mittlerer bis schwerer Kerne gut verwirklicht sind.

Aus der Weißkopfschen Theorie folgt für die Intensität der Protonen:

$$J(\varepsilon_p) = \text{const} \cdot \varepsilon_p \cdot \sigma_p \cdot \omega_R.$$

ε_p = Energie der Protonen (Größe des Phasenraumvolumens),

σ_p = Wirkungsquerschnitt der Umkehrreaktion (p, γ) am Restkern durch Einfang eines Protons der Energie ε_p ,

ω_R = Niveaudichte des Restkerns bei der Anregungsenergie E_R , mit der der Restkern zurückbleibt, wenn ihn ein Proton mit der Energie ε_p verläßt (Restkernenergie $E_R = E_\gamma - E_B - \varepsilon_p$; E_B = Bindungsenergie des Protons = Schwellenenergie der Reaktion).

Aus der statistischen Behandlung des Restkernes, bei der die Nukleonen als Fermi-Gas in einem rechteckigen Potentialtopf dargestellt werden, leitet WEISSKOPF als Annäherung für die Verteilung der Niveaus die Verteilungsfunktion ω_R ab:

$$\omega_R = \text{const} \cdot e^{(a E_R)^{\frac{1}{3}}} \quad a = \frac{A}{5} \text{ MeV}^{-1}.$$

SCHIFF⁵ schlägt für die Verteilungsfunktion der Zustände im Restkern einen anderen Ansatz vor, der ebenfalls auf statistischen Erwägungen beruht.

$$\omega_R = \ln \frac{\varepsilon_{\max} - \varepsilon + a}{a}.$$

ε = Energie der Photoprotonen,

$\varepsilon_{\max} = E_\gamma - E_B$ = maximale Energie der Protonen,

$a = \frac{20}{A} \text{ MeV}$,

dabei ist $\varepsilon_{\max} - \varepsilon = E_R$, Anregungsenergie des Restkerns.

Beim Übergang zu leichten Kernen sind die Voraussetzungen dieser Theorie nicht mehr erfüllt. Die Zahl der vorhandenen Anregungszustände ist hier, besonders bei kleinen Anregungsenergien, weit geringer als bei den schweren Kernen. Daher ist auch zu erwarten, daß hier, besonders für hohe Protonenenergien, welche Übergängen zu niedrig

⁵ SCHIFF, L. I.: Phys. Rev. **73**, 1311 (1948).

angeregten Restkern-Niveaus entsprechen, die kontinuierliche Protonenverteilung zurücktritt und getrennte Protonengruppen auftreten.

Ein Ziel der vorliegenden Arbeit ist die experimentelle Prüfung des Gültigkeitsbereiches dieser Theorie im Bereich leichter Kerne mit der annähernd monochromatischen Lithium-Resonanz-Strahlung. Für die experimentelle Untersuchung des Kernphotoeffektes gibt es nach WÄFFLER⁶ drei Möglichkeiten:

1. Messung der Wirkungsquerschnitte für Protonen- oder Neutronenemission in Abhängigkeit von der Energie der γ -Strahlung.
2. Messung der Energieverteilung der emittierten Teilchen,
3. Messung der Winkelverteilung der emittierten Teilchen.

Da die Wirkungsquerschnitte für Kernphotoprozesse allgemein recht klein sind (10^{-26} bis 10^{-29} cm²), ist eine möglichst hohe γ -Strahl-Intensität erwünscht. Ein Betatron liefert diese hohe Intensität, jedoch in Form eines *kontinuierlichen* Spektrums. Durch Verändern der Grenzenergie und Differenzbildung kann man damit die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der γ -Energie bestimmen. In diesem Fall erhält man aber nur eine über das Bremskontinuum integrierte Verteilung der Nukleonen (z.B. erste Messungen dieser Art von DIVEN und ALMY⁴). Dadurch geht der direkte Zusammenhang zwischen der Teilchenenergie und der Anregung des Restkernes im allgemeinen zwar verloren, durch schrittweise Erhöhung der Grenzenergie ist die Zuordnung von Nukleonengruppen zu bestimmten Übergängen aber häufig noch möglich, die statistischen Fehler sind dann jedoch groß.

Weit übersichtlicher werden die Verhältnisse bei Verwendung einer *monochromatischen* γ -Strahlung, wie sie von der Reaktion $\text{Li}(p, \gamma)$ geliefert wird. Bisher wurden mit dieser Quelle nur solche Experimente durchgeführt, bei denen entweder ein radioaktiver Endkern entsteht, oder aber Auslösung und Nachweis von Photoprotonen in der gleichen Substanz erfolgt. So bestrahlt z.B. WÄFFLER⁶ Kernspurplatten mit der Lithium-Resonanz-Strahlung und mißt für die (γ, p) -Reaktion am Brom und Silber der Emulsion gemeinsam den Wirkungsquerschnitt bei 17,6 MeV nebst Energie- und Winkelverteilung der Protonen. BORMANN, LANGKAU und NEUERT⁷ strahlen in einen Cäsiumjodid-Kristall, der als Szintillator auf einem Photomultiplier sitzt, die Lithiumstrahlung und die γ -Linie von 12 MeV aus der Reaktion $\text{B}^{11}(p, \gamma)$. Gemessen wird das Spektrum der Protonen aus der (γ, p) -Reaktion an Cäsium und Jod gemeinsam, die als starker Untergrund auftretenden γ -Szintillations-Impulse werden elektronisch unterdrückt.

⁶ WÄFFLER, H.: Helv. phys. Acta **26**, 785 (1953).

⁷ BORMANN, M., R. LANGKAU and H. NEUERT: Karlsru. Photonucl. Conf. 1960, Contrib. G 3 und P 8.

Bei der vorliegenden Arbeit wurde die zu untersuchende Substanz vom Nachweisgerät getrennt, dann kann jedes vorgegebene Element untersucht werden. Wegen der Intensitätsschwierigkeiten wurde auf eine Ausblendung des γ -Bündels verzichtet und der Abstand zwischen der γ -Quelle und dem Target möglichst klein gemacht (Fig. 1). Der Nachweis der Photoprotonen geschieht in Kernspurplatten, die um das Target herum angeordnet sind. Pro Plattensatz waren Bestrahlungszeiten von etwa 10 Std erforderlich.

Apparatur

Ein kleinerer elektrostatischer Bandgenerator nach VAN DE GRAAFF* wird mit einem Plexiglas-Zylinder und einem Ballon aus gummiertem Gewebe von der Außenluft abgeschlossen. Die Luft innerhalb wird mit Silikagel auf 35 % relative Feuchte getrocknet. In die Hochspannungselektrode ist eine Hochfrequenz-Ionenquelle eingebaut, die den nötigen Ionenstrom mit einem Protonenanteil von etwa 85 % liefert. Der Bedarf der Ionenquelle an elektrischer Energie wird durch einen kleinen Wechselstromgenerator geliefert, der in die obere Banderolle eingebaut ist. Die Speisung mit Wasserstoff erfolgt aus einem Vorratsgefäß (Gummiblase), das Dosierventil wird wie auch die übrigen Regelungen über Glasachsen und Perlonfäden vom Erdpotential aus betätigt. Die variable Ziehspannung läßt die Ionen aus der Hochfrequenzentladung durch eine Düse von 0,4 mm Bohrung in das Beschleunigungsrohr eintreten. Hier werden die Teilchen in 28 Stufen auf die für die Lithium-Resonanz-Reaktion notwendige Energie von etwas über 440 keV beschleunigt, wobei ein Strahlstrom von 20 μ A erreicht wird. Der Strahlstrom wird begrenzt durch die Vakuum-Verhältnisse: Der Gaszustrom erfolgt am oberen, das Abpumpen am unteren Ende des Rohres.

Der Teilchenstrahl trifft im Fuß des Beschleunigungsrohres mit einem Durchmesser von etwa 6 mm auf ein Target auf, das aus dick auf eine Aluminiumfolie aufgedampftem Lithiumfluorid besteht. Das Target ist an einer isolierten Durchführung im Abschlußflansch befestigt, so daß der Strahlstrom gemessen werden kann.

Die Intensität der entstehenden γ -Strahlung hat die Größenordnung $5 \cdot 10^8$ Quanten pro Sekunde auf den ganzen Raumwinkel, die γ -Emission erfolgt nach WÄFFLER u. Mitarb.⁸ isotrop. Diese Intensität, die für das Experiment nur näherungsweise bekannt zu sein brauchte, wurde mit einem γ -Zählrohr der Firma Frieske und Höpfner, Type FHZ 79,

* Der Bandgenerator wurde unter der Typenbezeichnung BG 32 gebaut vom Zentralinstitut für wissenschaftliches Apparatewesen der GFKF, Aachen, Charlottenstraße 14. Informationen über das Gerät sind dort erhältlich.

⁸ NABHOLZ, H., P. STOLL u. H. WÄFFLER: *Helv. phys. Acta* **25**, 163 (1952).

gemessen (Zählrohrspannung um 500 V, Einsatzspannung etwa 450 V). Durch Vorschaltung von Aluminium-Absorbern bis 20 mm Dicke wurde sichergestellt, daß praktisch keine weiche Strahlung anwesend war. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde zu 1% angenommen und die Totzeitverluste berücksichtigt, womit sich die angegebene Quellstärke ergibt.

Unter dem Austrittsfenster des Beschleunigungsrohres ist ein Gefäß mit dem zweiten Target und den Kernspurplatten angeordnet (s. Fig. 1),

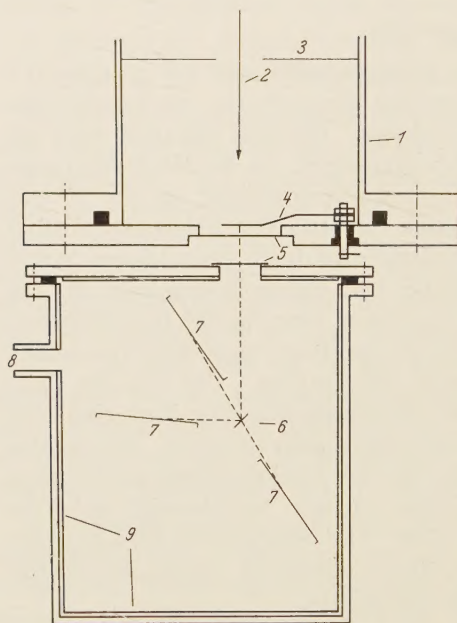


Fig. 1. Schnitt durch die Apparatur. 1 Erdseitiges Ende des Beschleunigungsrohres; 2 Protonenstrahl; 3 Blende; 4 LiF-Target mit isolierter Durchföhrung zur Strommessung; 5 Fenster; 6 Al- bzw. Teflon-Target; 7 Kernspurplatten $\theta = 30^\circ, 90^\circ, 150^\circ$; 8 zur Pumpe; 9 Plexiglas-Auskleidung des Gefäßes

das durch eine Gasballastpumpe auf etwa 0,1 Torr ausgepumpt wird. Durch die Anordnung in zwei durch Fenster getrennten Räumen wird verhindert, daß Protonen aus der Ionenquelle auf die Platten gelangen und daß der Wasserdampf aus der Emulsion das Vakuum im Beschleunigungsrohr (10^{-5} Torr) verschlechtert. Durch ein Fenster aus Plexiglas (5) mit etwa 100 mg/cm^2 trifft die Strahlung in die Kammer ein und trifft dort auf das Target (6), eine dünne Folie von $1 \times 2 \text{ cm}$ Fläche. Für die Messung am Aluminium wird eine Folie von 8 mg/cm^2 , bei der Messung am Fluor wird Teflon [Tetrafluorpolyäthylen (C_2F_4) $_n$] von $8,5 \text{ mg/cm}^2$ verwendet. Unter den Winkeln $\theta = 30^\circ, 90^\circ, 150^\circ$ gegen die Einfallrichtung der γ -Strahlung

werden gemäß Fig. 1 drei Kernspurplatten der Firma Ilford angebracht (Emulsion Type C 2, Emulsionsdicke 50μ , Format $1 \times 2''$). Die Schmalseiten der Platten haben dabei einen Abstand von 2 cm von der Mitte des Targets. Die Platten werden so gedreht, daß sie unter einem Glanzwinkel von 5° getroffen werden, wodurch eine Unschärfe von θ um $\pm 5^\circ$ zustande kommt. Zur Verminderung von Störeinflüssen ist das Target an dünnen Fäden aufgehängt, die Einbauten der Kammer auf einer Platte aus Plexiglas montiert und das Gefäß mit Plexiglas ausgekleidet.

Bestrahlung, Störeinflüsse und Auswertung der Kernspurplatten

Bei rotem Licht werden die Kernspurplatten in die Bestrahlungskammer eingesetzt, dabei muß auf die Druckempfindlichkeit der Platten Rücksicht genommen werden. Dann wird das Beschleunigungsrohr und das Bestrahlungsgefäß ausgepumpt und der Generator in Betrieb gesetzt. Die Anlage erfordert während der Bestrahlung ständige Überwachung und gelegentliches Nachregeln von Ziehspannung und Gaszustrom. Da das Lithiumfluorid-Target nicht gekühlt ist, wird die aufgedampfte Schicht im Laufe der Zeit durch den Protonenbeschuß zerstört. Das Target muß daher gelegentlich erneuert werden.

Für die Entwicklung der Platten wurde bei Vorversuchen ein Metol-Hydrochinon-Entwickler nach der Ilford-Vorschrift ID 19 verwendet, in dem die Platten etwa 10 min bei 18 bis 20° C entwickelt wurden. Später wurde statt dessen mit sehr gutem Erfolg Rodinal-Entwickler der Firma Agfa in einer Verdünnung von 1:50 verwendet, wobei für Entwicklungszeit und Temperatur die gleichen Werte eingehalten wurden. Da Rodinal ein langsam arbeitender Entwickler ist, der auf der ganzen Dicke der Schicht angreift und unbelichtete Bromsilber-Körner nur äußerst selten reduziert, ist er für die Verarbeitung von Kernspur-Emulsionen gut geeignet. Man hat dabei folgende Vorteile: Ein Metol-Hydrochinon-Entwickler wie Ilford ID 19 ist nur begrenzte Zeit haltbar und reduziert mit zunehmender Zersetzung wesentlich schwächer. Außerdem schwankt ein industriell konfektionierter Entwickler viel weniger als ein selbst angesetzter. Gegenüber Amidol als Reduktionsmittel (z.B. MÜNNICH⁹) haben die beiden hier genannten Entwickler den Vorteil, daß sie zur Verarbeitung nur verdünnt zu werden brauchen. Wenn auf eine Auszählung der Korndichte in der Spur verzichtet werden kann, sind die Ergebnisse der verschiedenen Methoden gleichwertig. Nach den Vorschriften der Firma Ilford wurde angewendet ein Stoppbad aus 2%iger Essigsäure, anschließend Zwischenwässerung. Fixiert wird etwa 1½ Std lang in einer Lösung von 30% Fixiersalz (Natriumthiosulfat, nicht angesäuert). Während der Verarbeitung werden die Platten in den Bädern ständig bewegt, anschließend einige Stunden lang gewässert und langsam getrocknet.

Die Auswertung der Platten erfolgt mit einem binokularen Leitz-Mikroskop (Apochromat 45fach, Okulare 10fach mit Okularteilung, ohne Immersionsöl).

Das Gesichtsfeld hat einen Durchmesser von etwa 250 μ , die Okularteilung umfaßt in beiden Koordinaten je 130 μ und ist in 10 Teile unterteilt (Längenmessung auf $\pm 2 \mu$, Hellfeldbeobachtung). Das Mikroskop

⁹ MÜNNICH, F.: Z. Physik **153**, 106 (1958).

ist mit einem Kreuzschlitten ausgestattet, der die Wiederauffindung einer bestimmten Stelle ermöglicht. Damit werden die Platten nach einem Zeilen-Rastersystem durchmustert. An den beiden Schmalseiten der Platten ist je ein 2 bis 3 mm breiter Streifen durch Druck in der Verpackung unbrauchbar, die ganze übrige Fläche wird abgesucht. Unter allen vorhandenen Spuren werden diejenigen ausgesucht, die gewissen Kriterien in bezug auf Anfangspunkt, Richtung und Länge der Spur genügen, wobei sich die Kriterien aus den möglichen Störeinflüssen ergeben:

1. (γ, p) -Prozesse an den Gefäßwänden. Da die γ -Strahlung aus Intensitätsgründen nicht ausgeblendet werden kann, entstehen Protonen auch aus (γ, p) -Reaktionen an den Gefäßwänden. Als Gegenmaßnahme wurde Plexiglas zur Auskleidung der Bestrahlungskammer verwendet. Das Plexiglas besteht größtenteils aus Kohlenstoff und Wasserstoff. Nach AJZENBERG-SELOVE¹⁰ ist die Schwelle für die (γ, p) -Reaktion an C^{12} : $Q_m = -15,96$ MeV. Bei Einstrahlung einer γ -Energie von 17,6 MeV können die Photoprotonen aus dieser Reaktion keine Energie über 1,64 MeV bekommen. Da aber bei der Messung nur Protonenenergien ab 2 MeV berücksichtigt werden, ist diese Störung dadurch eliminiert.

2. (γ, p) -Prozesse in der Emulsion, Auswahlkriterien. Es können auch in den Kernspurplatten (γ, p) -Reaktionen auftreten. Die Anfangspunkte der Spuren dieser Protonen sollten aber gleichmäßig über die Dicke der Schicht verteilt sein, ihre Richtung etwa gleichmäßig über alle Raumrichtungen. Um diese Reaktionen möglichst auszuschließen, werden als „richtige“ Spuren nur solche gezählt, deren Anfangspunkt in der Oberfläche der Schicht liegt und deren Richtung gegen die Plattenlängskante einen Winkel von weniger als 5° einschließt. Da die Schärfentiefe des Mikroskops äußerst gering ist, wurde auch die Neigung der Spuren gegen die Oberfläche der Emulsion als Kriterium verwendet, wobei die Schrumpfung der Emulsion bei der Fixage berücksichtigt wurde. Wenn man diese Kriterien anwendet, werden weniger als 0,1% der Spuren aus dieser Störreaktion als „echt“ registriert. Da die Gesamtzahl der vorhandenen Spuren etwa 5mal so groß ist wie die Zahl der als richtige gezählten, ist der Störeinfluß auf die Messung maximal 0,5%.

3. (γ, n) -Prozesse im Target. Zu berücksichtigen sind auch (γ, n) -Reaktionen im Target, da durch Stoß von Neutronen an Wasserstoffatomen in der Emulsion (Gelatine und eingelagertes Wasser) Spuren erzeugt werden können. Die Störung ist klein, da weit mehr Protonen als Neutronen im Target entstehen: Der Anstieg der Ausbeute für die (γ, n) - und die (γ, p) -Reaktionen an Aluminium und Fluor ist etwa gleich-

¹⁰ AJZENBERG-SELOVE, F., and T. LAURITSEN: Nuclear Phys. **11**, 1 (1959).

artig (s. CHRIEN und BENADE¹¹ bzw. FORKMANN und WAHLSTRÖM¹²), jedoch liegt die Schwelle für den (γ, n) -Prozeß bei beiden Elementen um etwa 3 MeV höher als für die (γ, p) -Reaktion¹⁰. Beim elastischen Stoß der Neutronen gegen die Protonen müssen außerdem die Spuren der gestoßenen Teilchen etwa isotrop über den Halbraum verteilt sein mit Anfangspunkten in allen Schichttiefen (Auswahlkriterien nach 2.).

4. *Kohlenstoffgehalt des Teflon-Targets.* Nach einem Vorschlag von FORKMANN und WAHLSTRÖM¹² wurde zur Messung an Fluor als Target eine Folie aus Teflon $(C_2F_4)_n$ verwendet. Wie in 1. ausgeführt, entfallen Störungen durch Kohlenstoff.

5. *Lithium-Resonanz-Strahlung nicht monochromatisch.* Die Lithium-Resonanz-Strahlung besteht aus einem Hauptanteil mit 17,6 MeV (Übergang zum Grundzustand von Be^8) und einem geringerem Anteil mit etwa 14,8 MeV (Übergang zum stark verbreiterten Be^8 -Niveau bei 2,8 MeV). Nach einer eingehenden Untersuchung der Lithiumstrahlung durch NABHOLZ, STOLL und WÄFFLER⁸ beträgt dieser Anteil 33% der gesamten Übergänge. Einfluß auf die Messung an Aluminium: Nach CHRIEN und BENADE¹¹ ist der Wirkungsquerschnitt für $Al(\gamma, p)$ bei 17,6 MeV 5,5mal so groß wie bei 14,8 MeV. Daraus folgt, daß bei der vorliegenden Messung nur 5,5% der Photoprotonen auf den 14,8 MeV-Anteil der Lithiumstrahlung zurückzuführen sind. Einfluß auf die Messung am Fluor: Hier ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte bei 17,6 und 14,8 MeV etwa 3,5:1. Deshalb rühren hier 8,7% der Protonen von der 14,8 MeV-Strahlung her. Im hochenergetischen Teil des Protonenspektrums sind diese jedoch nicht enthalten.

6. *Einfluß der (γ, d) - und (γ, α) -Reaktionen.* Diese Prozesse spielen keine merkliche Rolle, denn ihre Schwellenenergie ist meist wesentlich höher und die Wirkungsquerschnitte gewöhnlich etwa 2 Zehnerpotenzen kleiner als bei den vorher genannten Reaktionen.

Bei der Auswertung wurde die von der Firma Ilford angegebene Energie-Reichweite-Beziehung verwendet, die sich auf eine Arbeit von LATTES, FOWLER und CUER¹³ stützt, die Auszählung der Spuren erfolgt in Energieintervallen von 0,5 MeV. Durch die γ -Strahlung werden im ganzen Volumen des Targets mit gleicher Häufigkeit erzeugt. Sie müssen bis zum Austritt aus der Oberfläche der Folie verschieden lange Wege zurücklegen. Als Näherung wird angenommen, daß alle Protonen in der

¹¹ CHRIEN, R.E., and A.H. BENADE: Phys. Rev. **119**, 748 (1960).

¹² FORKMANN, B., and I. WAHLSTRÖM: Karlsr. Photonucl. Conf. 1960, Contrib. A 6.

¹³ LATTES, C.M.G., P.H. FOWLER and P. CUER: Proc. Phys. Soc. Lond. **59**, 883 (1947).

Mitte des Folienquerschnittes ausgelöst werden und die halbe Foliendicke durchlaufen müssen. Die Protonenenergien sind daher unscharf ($+\Delta\epsilon_p$) um den Betrag des Energieverlustes in einer halben Foliendicke. Diese Unschärfe beträgt nach WHALING¹⁴:

$$\text{bei } \begin{array}{c|c|c} \epsilon_p = & 2 & 5 & 9 & \text{MeV} \\ \hline \Delta\epsilon_p = \pm 0,4 & & \pm 0,3 & \pm 0,2 & \text{MeV} \end{array}$$

Der einfache Betrag wird als Korrektur angebracht.

Die auf diese Weise erhaltenen Protonenspektren für $\vartheta = 30^\circ, 90^\circ, 150^\circ$ werden noch auf apparative Anisotropie korrigiert. Das geschieht mit Hilfe derjenigen Protonen, die mit kleiner Energie ausgesandt werden, weil man für diese isotrope Aussendung erwarten kann (siehe LEVINGER¹). Den niederenergetischen Protonen entsprechen nämlich Übergänge des Compound-Kernes in hohe Anregungszustände des Restkernes. Bei der hohen Anregung liegen die Niveaus dicht benachbart, so daß sich Abweichungen von der Isotropie herausmitteln. Die Spektren, die unter den verschiedenen Winkeln gemessen werden, werden bei der Aluminium-Reaktion im Energiebereich $\epsilon_p = 2$ bis 5 MeV, bei der Messung am Fluor für $\epsilon_p = 2$ bis 4,5 MeV aufeinander normiert. Die dabei erhaltenen Korrekturfaktoren liegen zwischen 1,043 und 1,101.

Ergebnisse und Diskussion

Aluminium

Energieverteilung. In der Einleitung wurden die wesentlichen Züge der statistischen Theorie des Kernphotoeffektes dargelegt. Obwohl die Anwendbarkeit dieser auf schwere Kerne zugeschnittenen Theorie auf Aluminium fraglich erscheint, zeigt das experimentelle Ergebnis (Fig. 2) in einem großen Energiebereich eine recht gute Übereinstimmung damit. Für große Protonenenergien zwischen 6,5 und 9 MeV ergibt sich jedoch eine Abweichung, die deutlich außerhalb des statistischen Fehlers liegt. Das rührt zweifellos daher, daß hier noch wenige Restkernniveaus als Endzustände in Betracht kommen. In der Tat liegen im Niveauschema des Mg^{26} dort die beiden tiefsten angeregten Niveaus, wo die Abweichungen von der statistischen Theorie beobachtet werden.

Von den beiden in der Einleitung erwähnten Ansätzen für die Restkern-Niveaudichte ω_R der statistischen Theorie stimmt der von WEISSKOPF besser mit den experimentellen Ergebnissen überein. Dieser liefert für $A = 27$ das Maximum der Protonenverteilung bei 4,6 MeV, während man mit dem Ansatz von SCHIFF⁵ 5,8 MeV erhält.

¹⁴ WHALING, W.: Handbuch der Physik, Bd. 34, S. 193. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1958.

DIVEN und ALMY⁴ und DAWNSON¹⁵ messen die Energieverteilung der Photoprotonen aus Aluminium, das mit einem Röntgenkontinuum von 20,8 bzw. 70 MeV Grenzenenergie bestrahlt wird. Zum Vergleich mit der Theorie wird bei beiden Autoren das Spektrum nach WEISSKOPF über die Verteilung des Bremskontinuums integriert. Wegen des Abfalles der Intensität des Bremskontinuums bei Annäherung an die Grenzenenergie fällt das so errechnete Protonenspektrum in der Nähe der maximalen Protonenenergie sehr stark ab. Da Abweichungen von der Theorie nur bei den höchsten Energien auftreten können, machen sie sich hier nicht geltend.

Auffallend am gefundenen Protonenspektrum ist, daß die Protonengruppen, die zu den beiden ersten angeregten Niveaus im Magnesium-Restkern führen, mit weit höherer Intensität auftreten, als die statistische Theorie voraussagt, während Übergänge zum Grundzustand nicht vermehrt sind. Zur Erklärung kann man an folgendes denken: Wegen der sog. Zentrifugalbarriere werden immer die Übergänge, die mit kleinem Bahndrehimpuls möglich sind, gegenüber solchen mit größerem Bahndrehimpuls bevorzugt. In der Tabelle 1 sind die Zerfallsmöglichkeiten des angeregten Aluminiumkernes in den 0^+ -Grundzustand des Mg^{26} - und die 2^+ -Zustände mit 1,83 und 2,97 MeV zusammengestellt. Der Grundzustand des Aluminiums hat den Kernspin $\frac{5}{2}$ und gerade Parität. Die Möglichkeiten für Spin und Parität des Compound-Zustandes richten sich nach der Art der γ -Absorption, die Photoprotonen verlassen den Compound-Kern mit dem Spin $\frac{1}{2}$ und dem Bahndrehimpuls l , der von dem Spin des Endzustandes und dem Spin und der Parität des Compound-Kernes abhängt.

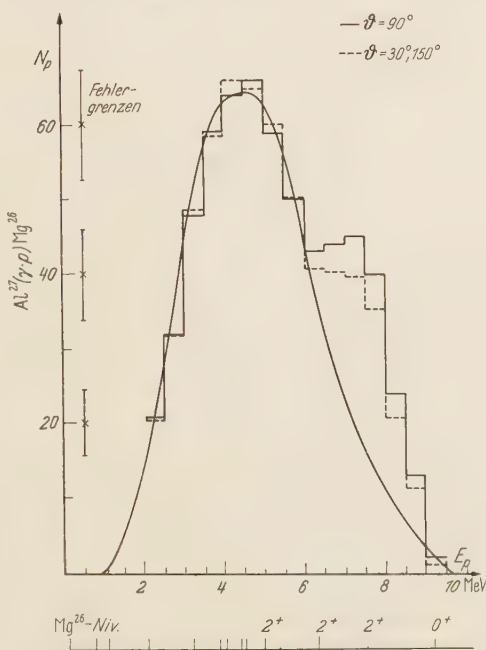


Fig. 2. Energieverteilung der Photoprotonen aus Aluminium. Ausgezogene Kurve: Verteilung nach der statistischen Theorie, Stufenkurven: gemessenes Spektrum für $\vartheta = 90^\circ$ bzw. Mittelwert der Spektren für $\vartheta = 30^\circ, 150^\circ$. Darunter: Niveauschema des Restkerns Mg^{26} (von rechts nach links)

¹⁵ DAWNSON, W.K.: Canad. J. Phys. **34**, 1480 (1956).

Tabelle 1

Art der γ -Absorption	Compound-Kern Al^* $I =$	Übergang zum Mg-Niveau	
		$I=0^+$	$I=2^+$
		möglich mit $s = \frac{1}{2}$ und	
		$l =$	$l =$
$E1$	$\frac{3}{2}-$	1	1
	$\frac{5}{2}-$	3	1
	$\frac{7}{2}-$	3	3
$M1$	$\frac{3}{2}+$	2	0
	$\frac{5}{2}+$	2	0
	$\frac{7}{2}+$	4	2
$E2$	$\frac{1}{2}+$	0	2
	$\frac{3}{2}+$	2	0
	$\frac{5}{2}+$	2	0
	$\frac{7}{2}+$	4	2
	$\frac{9}{2}+$	4	2

Man sieht aus dieser Zusammenstellung: Besonders bei $E1$ - und $M1$ -Absorption sind die 2^+ -Zustände des Mg^{26} -Kernes meist mit niedrigerem Bahndrehimpuls erreichbar als der Grundzustand. Dies spricht dafür, daß die Übergänge zu den 2^+ -Niveaus mit höherer Intensität erfolgen.

Winkelverteilung. Aus der allgemeinen Theorie der Winkelverteilungen bei Kernreaktionen leitet LEVINGER¹ für die Reaktionsprodukte beim Kernphotoeffekt spezielle Aussagen ab: Wenn ein Compound-Zustand mit definiter Parität vorliegt, ist die Verteilung symmetrisch zu 90° , da sich für statistische Phasenbeziehungen die $E1$ - $E2$ -Interferenzterme herausmitteln. Für kleine Protonenenergien ist isotrope Aussendung zu erwarten, da hier viele Restkernniveaus zur Verfügung stehen und die Teilchen bevorzugt mit möglichst kleinen Bahndrehimpulsen ausgesandt werden.

Für Quantenenergien über 15 MeV kommen nach WEISSKOPF³ nur mehr Dipolübergänge ($E1$, $M1$) bei der γ -Absorption vor. In diesem Fall ist für das hochenergetische Ende des Protonenspektrums im allgemeinen eine Verteilung wie $a + b \sin^2 \vartheta$ zu erwarten. Dabei hängt der Anisotropiefaktor b/a von dem Typ der γ -Absorption ($E1$ oder $M1$, wobei mit steigender Energie $E1$ stark überwiegt) und von den Spins und Paritäten der beteiligten Zustände sowie vom Bahndrehimpuls der ausgesandten Teilchen ab.

Diesen theoretischen Erwägungen nach werden die unter den verschiedenen Winkeln gemessenen Protonenspektren zunächst auf Vorwärts-Rückwärts-Anisotropie geprüft. Das Ergebnis ist, daß nach Anbringen der oben erwähnten Korrektur auf apparative Assymetrie der Intensitäten der Spektren unter 30 und 150° innerhalb der statistischen Fehlergrenzen gleich sind.

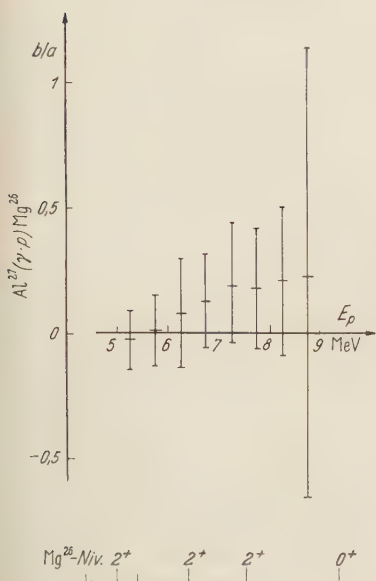


Fig. 3. Anisotropie-Faktor b/a in Abhängigkeit von der Protonenenergie mit statistischem Fehler, darunter Niveaus des Restkernes Mg^{26} (von rechts nach links)

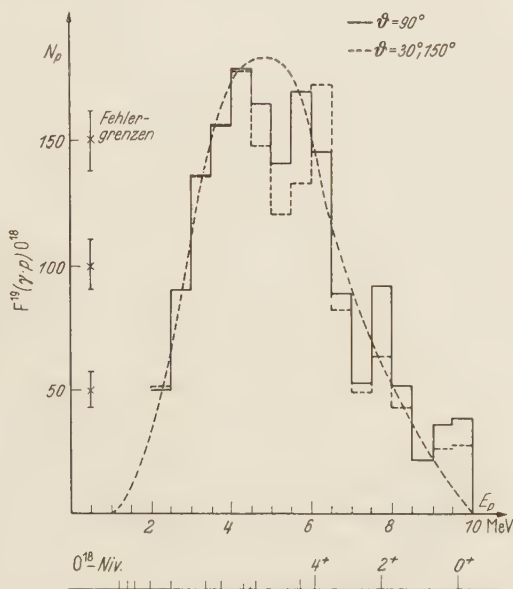


Fig. 4. Energieverteilung der Photoprotonen aus Fluor. Gestrichelte Kurve: Verteilung nach der statistischen Theorie, Stufenkurven: gemessenes Spektrum für $\vartheta = 90^\circ$ bzw. Mittelwert der Spektren für $\vartheta = 30^\circ, 150^\circ$. Darunter: Niveauschema des Restkernes O^{18} (von rechts nach links)

Nun wird für die Protonenenergien über 5 MeV gemäß der theoretischen Forderung eine Verteilung $a + b \sin^2 \vartheta$ angenommen und für die Plattenpaare $\vartheta = (30^\circ, 90^\circ)$ und $\vartheta = (90^\circ, 150^\circ)$ für die einzelnen Energieintervalle der Anisotropiefaktor mit seinem statistischen Fehler berechnet. In Fig. 3 ist als Ergebnis hiervon der Mittelwert für beide Plattenpaare gemeinsam mit dem entsprechenden statistischen Fehler aufgetragen. Man sieht hierbei ein leichtes Anwachsen von b/a mit steigender Protonenenergie. Ein Einfluß der Lage der Restkern-Niveaus auf den Verlauf von b/a ist nicht erkennbar. Wenn man die Anisotropie über den Energiebereich 6 bis 8,5 MeV mittelt, so erhält man

$$b/a = 0,160 \pm 0,112.$$

Fluor

Energieverteilung. Fluor mit $A=19$ entfernt sich schon recht weit von den Voraussetzungen der statistischen Kerntheorie. Tatsächlich zeigt die in Fig. 4 dargestellte Verteilung nur bei kleinen Protonenenergien Übereinstimmung mit dem statistischen Modell. Für höhere Energien treten zahlreiche deutliche Maxima von Protonengruppen auf, die jeweils einen Übergang zu einem bestimmten Anregungszustand im Restkern O^{18} repräsentieren.

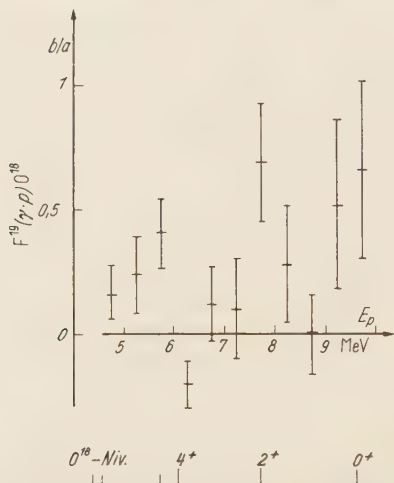


Fig. 5. Anisotropie-Faktor b/a in Abhängigkeit von der Protonenenergie mit statistischem Fehler, darunter Niveaus des Restkerns O^{18}

Anisotropie verwendet. Oberhalb von 4,5 MeV wird wieder eine Verteilung der Form $a + b \sin^2 \theta$ angesetzt und die Anisotropiefaktoren b/a berechnet. In Fig. 5 sind wieder die Mittelwerte dieser Größe aus den Ergebnissen für $(30^\circ, 90^\circ)$ und $(90^\circ, 150^\circ)$ mit ihrem statistischen Fehler aufgetragen.

Man beobachtet wieder besonders große Abweichungen von der Isotropie an den Stellen, die Restkern-Niveaus entsprechen. Besonders fällt auf, daß bei 6 bis 6,5 MeV Protonenenergie $b/a = -0,201 \pm 0,094$, also negativ wird. Diesem Bereich der Protonenenergie entspricht das 4^{+} -Niveau bei 3,55 MeV im Restkern O^{18} .

FORKMANN und WAHLSTRÖM¹² finden bei der Bestrahlung von Fluor (Teflon) mit einem Röntgenkontinuum der Grenzenergie 15 MeV für die Photoprotonen mittlere Energie eine Verteilung von der Form $1 + 7 \cos^2 \theta - 6 \cos^4 \theta$. Die beiden Autoren erklären ihr Ergebnis damit, daß bei diesen γ -Energien noch die $E2$ -Absorption stark vertreten ist. Wie angegeben, soll die γ -Absorption über 15 MeV nach WEISSKOPF⁵ praktisch nur noch als $E1$ -Übergang mit schwächerer $M1$ -Beimischung

Im Gegensatz zur Messung am Aluminium erscheint hier auch bei der maximalen Protonenenergie, die dem Übergang in den Grundzustand des O^{18} entspricht, ein deutliches Maximum. Der Grund hierfür ist wahrscheinlich, daß der Spin des F^{19} im Grundzustand $\frac{1}{2}^{+}$ ist, daher kann der Compound-Kern, der durch $E1$ - oder $M1$ -Absorption daraus entsteht, auch mit Bahndrehimpuls 0 für das Proton in den 0^{+} -Grundzustand des O^{18} übergehen.

Winkelverteilung. Wie beim Aluminium werden bei der Messung am Fluor die niederenergetischen Protonen zur Korrektur auf apparative

erfolgen. Aus Fig. 5 ist eine Bevorzugung der Protonenaussendung unter 90° erkennbar, was darauf hindeutet, daß schon bei 17,6 MeV praktisch keine Quadrupol-Wechselwirkung mehr vorhanden ist.

Eine Möglichkeit für die Erklärung des negativen Wertes für b/a beim Übergang auf das erwähnte 4^+ -Niveau des O^{18} findet man aus der Betrachtung der Spins und Paritäten der beteiligten Zustände: Die Möglichkeiten für den Bahndrehimpuls des Protons beim Zerfall des angeregten Fluorkernes in den 4^+ -Zustand des O^{18} finden sich in Tabelle 2.

Den hohen Bahndrehimpulsen ($l=3$) und der hohen Spinquantenzahl des Endkernes entsprechen Winkelverteilungen, die trotz der Dipolabsorption im allgemeinen (s. LEVINGER¹) Glieder mit $\cos^2$ enthalten.

Die für den Übergang auf dieses 4^+ -Niveau gefundene Winkelverteilung ($b/a =$

$-0,201 \pm 0,094$) wäre auch mit $E2$ -Wechselwirkung erklärbar, da aber bei den Übergängen auf die benachbarten Niveaus mit kleineren Spins sich eindeutig für die $E1$ oder $M1$ charakteristische Verteilung ergab, ist diese Möglichkeit sicher auszuschließen.

Spin und Parität des Niveaus bei 3,93 MeV im O^{18} sind bisher nicht bekannt. Im Gegensatz zu dem benachbarten 4^+ -Niveau wurde für den Zerfall auf dieses Niveau ein deutlich positiver Wert für b/a gefunden. Daraus folgt, daß der Kernspin des unbekannten Niveaus sicher kleiner ist als 4. FORKMANN und WAHLSTRÖM fordern auf Grund anderer Erwägungen einen Spin 0,1 oder 2 und ungerade Parität. Eine genauere Aussage ist aber leider auch aus der vorliegenden Messung nicht möglich.

Herrn Professor Dr. R. FLEISCHMANN danke ich aufrichtig für die Überlassung dieser interessanten Arbeit. Herrn Dr. H. BIENLEIN und Herrn Dipl.-Phys. H. VON ISSENDORFF bin ich für anregende Diskussionen zu Dank verpflichtet. Von der Gesellschaft zur Förderung der kernphysikalischen Forschung e.V. wurde der Generator zur Verfügung gestellt und es mir ermöglicht, während meiner Anstellung die vorliegende Arbeit auszuführen, wofür auch an dieser Stelle bestens gedankt sei.

Tabelle 2

F^{19} $I =$	Art der γ -Absorption	Compoundkern F^{19*} $I =$	Übergang zum Endzustand 4^+ des O^{18} mit $s = \frac{1}{2}$ $l =$
$\frac{1}{2}^+$	$E1$	$\frac{1}{2}^-$	3
		$\frac{3}{2}^-$	3
	$M1$	$\frac{1}{2}^+$	4
		$\frac{3}{2}^+$	2

MEIN LEBENS LAUF

Am 6. März 1932 wurde ich in Nürnberg als drittes Kind des Dipl.-Ing. Friedrich Braun und seiner Ehefrau Helene, geb. Bezzel, geboren. Von 1938 — 1942 besuchte ich die Volksschule in Nürnberg, anschließend das dortige Melanchthon-Gymnasium. Nach einem durch die Kriegseinwirkungen bedingten Wechsel an das Humanistische Gymnasium in Ansbach kehrte ich 1945 wieder an das Melanchthon-Gymnasium zurück. Im Juli 1951 verließ ich die neunte Klasse dieser Schule nach bestandener Reifeprüfung. Im November des gleichen Jahres begann ich das Studium der Physik an der Universität Erlangen. Im Juli 1954 bestand ich die Diplom-Vorprüfung und begann nach Besuch der vorgeschriebenen Vorlesungen und Übungen im September 1955 meine Diplomarbeit im Physikalischen Institut. Nach Abschluß dieser Arbeit legte ich im Februar 1958 die Diplom-Hauptprüfung ab. Nach einer kurzen Zeit als wissenschaftliche Hilfskraft am genannten Institut bekam ich am 1. Juni 1958 eine Stelle als Mitarbeiter bei der „Gesellschaft zur Förderung der kernphysikalischen Forschung e. V.“. Da ich von dieser Stelle zur Erprobung eines elektrostatischen Bandgenerators an das Physikalische Institut in Erlangen abgeordnet wurde, hatte ich Gelegenheit zur Anfertigung der vorliegenden Arbeit.

Am 25. September 1959 heiratete ich Fräulein Christa Strauß; am 6. Dezember 1960 wurde unser erstes Kind geboren.

